

УДК 620.179:534.6

В.П. Бабак, С.Ф. Філоненко

## МОДЕЛІ СИГНАЛІВ АКУСТИЧНОЇ ЕМІСІЇ

*Подано короткий огляд моделей формування сигналів акустичної емісії при руйнуванні матеріалів.*

Аналіз сигналів акустичної емісії (АЕ) дозволяє вивчати процеси, що виникають в матеріалах, в дійсному масштабі часу. Отримані результати використовуються для описання протікання процесів та побудови моделей джерел випромінювання АЕ, які дозволяють не тільки оцінити інформативність параметрів сигналів, які реєструються, але й сформулювати деякі вимоги до електронної апаратури. АЕ супроводжує широкий спектр фізико-хімічних процесів, що виникають у матеріалах. Найбільш інтенсивні дослідження проведені в області руйнування матеріалів, що викликано необхідністю забезпечення експлуатаційної надійності елементів та конструкцій, а також розробки методів діагностики їх стану на ранніх стадіях розвитку дефектів структури. В зв'язку з цим більшість робіт, націлених на розробку моделей джерел випромінювання сигналів АЕ, присвячені АЕ, що виникає при руйнуванні матеріалів. Розроблені моделі мають як частковий, так і загальний характер, побудовані на певних припущеннях, але всі вони базуються на уявленнях механіки руйнування.

Практично всі матеріали неоднорідні за своїми фізико-механічними властивостями та мають дефекти кристалічної решітки (вакансії, атоми упорядкування, дислокації, включення та інші). При механічному навантаженні об'єкту кристалічна решітка матеріалу накопичує пружну потенційну енергію. При досягненні локальними напруженнями найбільшого значення виникає розрив внутрішніх зв'язків кристалічної решітки, який супроводжується виділенням пружної енергії з релаксацією внутрішніх напруг. Частина виділеної енергії витрачається на переміщення частинок матеріалу в зоні розриву. Виникає випромінювання пружної хвилі. На даному уявленні побудовані дислокаційні моделі формування сигналів АЕ. Проаналізувавши основні моделі виникнення мікротріщин із накопичення дислокацій та прийнявши певні припущення (накопичена енергія деформації при утворенні розриву витрачається на дві складові: енергію утворення нової поверхні та енергію АЕ, а об'єм мікротріщини, що утворилася, дорівнює об'єму неоднорідності), в роботі [1] отримане співвідношення, яке дозволяє оцінити порядок енергії випромінювання АЕ:

$$W = \frac{1}{2} \frac{E}{25} h \ell (nb) - \frac{Eb}{50} h \ell, \quad (1)$$

де  $h$  – глибина мікротріщини;  $\ell$  – довжина мікротріщини;  $n$  – число дислокацій, які поклали початок утворення мікротріщини;  $b$  – незмінна решітки;  $E$  – модуль пружності матеріалу.

Розрахунки за виразом (1) показали, що для мікротріщини в сталі глибиною 0,1 мкм, довжиною 1 мкм та розкриттям  $(100 \div 1000)b$  енергія АЕ складає  $10^{-10} \div 10^{-12}$  Дж.

Дислокаційні моделі утворення мікротріщин покладені і в основу опису формування сигналів АЕ. При цьому розглядаються два типи процесів: з уповільненням – прорив скупчення дислокацій, перешкоди або неоднорідності в матеріалі (границя зерна, включення та інші) (рис.1) та нарощенням швидкості їх течії (наприклад, рух дислокацій під впливом зростаючої сили, вихід дислокації на поверхню, злиття обох дислокацій та інші), тобто релаксаційні та акселераційні процеси. У першому випадку формування сигналу АЕ визначається

обом складовими. Передній фронт сигналу визначається раптовим розривом зв'язків, швидким розвантаженням матеріалу в зоні неоднорідності; задній – релаксацією напруг, які починаються зразу після розриву зв'язків. Параметри кривої релаксації напруг залежать від природи фізичного процесу. З урахуванням наведених міркувань, а також того, що в результаті релаксації напруги біля неоднорідності наближаються до початкової величини, існуючої до розриву зв'язків, в роботі [1] форма імпульсу АЕ описується виразом:

$$\sigma = \sigma_{\text{max}} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2} + 1),$$

де  $\tau_1, \tau_2$  – постійні часу, які залежать від акустичних властивостей джерела сигналу та оточуючого середовища;  $\sigma_{\text{max}}$  – максимальні напруги в момент розриву зв'язків;  $t$  – час.

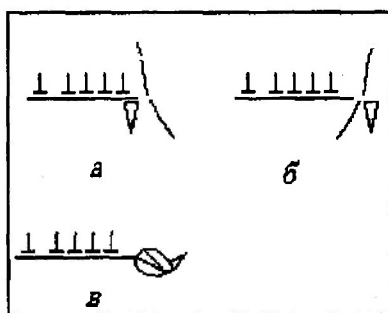


Рис.1. Моделі утворення та росту мікротріщини. Під час дії зростаючої напруги виникає переміщення дислокацій вздовж лінії ковзання з їх зупинкою будь-якою перешкодою: а, б – межею зерна; в – включенням. При підвищенні напруги виникає мікротріщина: а – перед перешкодою, б – за перешкодою; в – мікротріщина проскакує крізь включення

В другому випадку виникає акселераційний процес, передній фронт якого визначається наростанням швидкості течії процесу з наступним миттєвим припиненням його дії, наприклад (дивись роботу [2]), анігіляція скупчення обох груп дислокацій. При зближенні на межі розподілу виникає анігіляція обох груп дислокацій. Спочатку процес розвивається відносно повільно, а потім відбувається його прискорення із закінченням в момент, коли анігілює остання дислокація в скупченні. Під час прискореного руху дислокацій до межі розподілу відбувається швидка релаксація пружного поля неоднорідності, що призводить до випромінювання пружного імпульсу. Форма переднього фронту імпульсу АЕ описується виразом:

$$\sigma(t) = \rho C_t^2 \sin^2 \varphi \sqrt{a / \ell C_t^2} (\nu / 2)^{3/2},$$

де  $\varphi, \ell$  – координати розташування джерела сигналу відносно приймача;  $a$  – постійна решітки;  $\nu$  – відносна швидкість дислокацій в момент анігіляції;  $\rho$  – густина середовища.

Задній фронт імпульсу визначається раптовим припиненням дії джерела при закінченні процесу анігіляції.

Як для акселераційного, так і для релаксаційного процесів припускається (дивись роботу [1]), що в момент переходу (прорив дислокацій, момент закінчення анігіляції дислокацій) починає діяти джерело напруження східчастої форми:

$$S^*(t) = \begin{cases} 1, & \text{при } t < t'; \\ 0, & \text{при } t \geq t', \end{cases} \quad (2)$$

( $t'$  – момент часу переходу) та повний сигнал має вираз добутку  $S^*(t)\sigma(t)$ .

Аналогічний аналіз інших дислокаційних моделей джерел АЕ дозволяє зробити висновок, що основною формою сигналу АЕ є релаксаційний або акселераційний відеоімпульс, які в роботі [1] описані виразами:

- для релаксаційного сигналу

$$\sigma = \sigma_{\max} (S^*(t) e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2} + 1);$$

- для акселераційного сигналу

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_{\max} a t^k S^*(t), & \text{при } t < t' \\ \sigma_{\max} e^{-t/\tau}, & \text{при } t \geq t', \end{cases}$$

де  $a$  – множник, який забезпечує необхідну розмірність;  $k$  – коефіцієнт, який визначається конкретним фізичним процесом, що супроводжується випромінюванням пружних хвиль,  $k > 1$ ;  $S^*(t)$  – відповідно до виразу (2).

Експериментальне зіставлення різних механізмів випромінювання АЕ при утворенні дислокацій на поверхні та їх вхід в кристал, вихід на поверхню кристалу, утворення пар дислокацій протилежних знаків всередині кристалу або їх анігіляція, проведене в роботі [3], відображає реєстрацію подібних первинних сигналів АЕ.

Первинні (елементарні) сигнали в сукупності формують загальний сигнал АЕ. При цьому припускається, що АЕ – це стохастичний імпульсний процес, а повний сигнал – це стохастична послідовність імпульсів того чи іншого типу (стохастична послідовність імпульсів релаксаційного або акселераційного типу в залежності від механізму протікання фізичного процесу).

Разом з тим відмітимо, що для протікання фізичного процесу необхідна наявність певних умов. Наприклад, для утворення мікротріщини в локальній зоні необхідне створення певного напруженого стану. При цьому її виникнення супроводжується визволенням накопиченої енергії, частина якої витрачається на випромінювання пружної хвилі, тобто формування сигналів АЕ – це закономірний результат наявності причинно-наслідкових зв'язків, а джерело випромінювання має діаграму направленості відносно місця розташування приймача (дивись роботу [4]), що впливає на форму сигналу, який реєструється (на трансформацію фронтів сигналу або зміну спрямування фронтів).

В роботі [5] розглянута модель формування сигналів АЕ на підставі подання розриву атомних зв'язків під час розвитку процесу крихкого руйнування. Якщо ідеалізовану кубічну кристалічну решітку (рис.2, а) механічно навантажувати вздовж осі  $Z$ , то при повільному розтяганні твердого тіла відстань між атомами збільшується квазістатично від значення параметра решітки  $a$  до критичного значення  $r_m$ . Коли відстань між будь-якими двома атомами перевищить  $r_m$ , то виникне розрив зв'язку. Пара атомів в розірваному зв'язку динамічно розходиться під впливом сил притягання з боку інших атомів. Атомні зв'язки, на протязі розглянутого зв'язку по осі  $Z$ , релаксують з виділенням накопиченої пружної енергії, яка дорівнює роботі, що витрачена на переміщення атома від  $r_m$  до  $a$ . Розрив одиничного атомного зв'язку – це спусковий механізм збудження акустичного потоку, зв'язаного із релаксацією атомних зв'язків в деякому об'ємі тіла. При цьому припускається, що кожному елементарному акту релаксації одиничного зв'язку відповідає одиничний імпульс сигналу АЕ. Збурення від першого розірваного зв'язку передається поперечним рухом (площина  $XY$ ) на з'єднанні зв'язки та викликає їх розрив. Наступний розірваний зв'язок передає збурення, що призводить до розриву зв'язків на найближчі сусідні зв'язки, зорієнтовані вздовж осі  $Z$ . Фронт руйнування зв'язків розповсюджується в площині  $XY$  та для кубічної решітки має форму квадрата.

та (рис.2, б), площа якого збільшується з розповсюдженням руйнування. Процес протікає, доки не порушиться когерентність статичного розтягування та динамічного впливу.

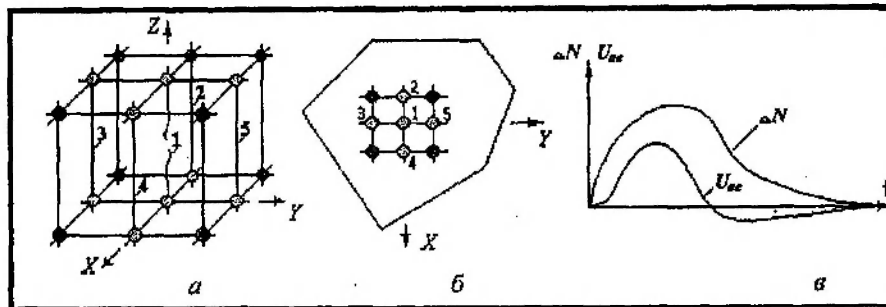


Рис.2. Модель формування акустичного випромінювання під час розвитку крихкого руйнування: а – фрагмент моделі кристалічної решітки твердого тіла; б – послідовність розривів (1 – розрив першого зв'язку (перший крок), 2 – другий крок, 3 – третій крок, 4 – четвертий крок, 5 – п'ятий крок); в – форма кривої розриву зв'язків ( $\Delta N$ ) та сигналу АЕ ( $U_{ae}$ ),  $t$  – час

Для ідеальної решітки розрив зв'язків буде протікати до розділення твердого тіла. В реальному кристалі причиною порушення когерентності можуть бути: включення, вакансія, дислокація, границя зерна та інші дефекти, а також будь-які динамічні процеси. Металографічні дослідження та чисельні розрахунки, за умови припинення руйнування при підході його фронту до межі зерна, в роботі [5] дозволили отримати вираз для усередненої кривої зміни числа розірваних зв'язків:

$$\Delta N = k t e^{-\delta t},$$

де  $k$  – координаційне число в площині руйнування;  $\delta$  – параметр затухання, який визначається статистикою зустрічі фронтів руйнування з границями зерна;  $t$  – час.

В розглянутому підході кожний елементарний імпульс АЕ обумовлено релаксацією одиничного атомного зв'язку, а повний сигнал випромінювання формується з потоку елементарних акустичних імпульсів. При когерентному додаванні елементарних імпульсів з урахуванням диференціюючої дії середовища:

$$U_{ae} = a t e^{-D t}, \quad (3)$$

де  $D$  – постійна затухання потоку акустичних імпульсів зв'язана з розмірами поля неоднорідності.

Форма сигналу у відповідності з формулою (3) наведена на рис.2,в. Вираз (3) отримано на підставі того, що крихке руйнування виникає когерентним чином та супроводжується випромінюванням когерентних елементарних імпульсів АЕ, утворюючих сигнал АЕ.

Для побудови моделей джерел випромінювання сигналів АЕ використовуються розрахунково-аналітичні методи в рамках механіки руйнування. Аналіз випромінювання пружних хвиль, які викликані розвитком дефектів, заснований на тому, що при виникненні та подальшому зростанні тріщин на новоутворених поверхнях відбувається миттєве падіння напруж від значення міцності до нуля. Задача при цьому зводиться до знаходження просторового та часового поля переміщень в тілі при заданій функції стрибка зміщень. Розрахунки, при визначених обмеженнях та ідеалізації реальних процесів, дозволяють охарактеризувати часовий та просторовий розподіл поля переміщень у тілі, розповсюдження пружних коливань при виникненні та подальшому розвитку тріщин, оцінити їх форму та трансформацію

при розповсюдженні, оцінити параметри сигналів АЕ, які характеризують параметри тріщин та їх інформативність.

Слід відмітити, що дослідження фізичних процесів в області джерела випромінювання, зв'язаних з зародженням центрів руйнування, їх розповсюдженням, швидким скиданням напруг, які повільно зростали до величин межі міцності матеріалу, аналітичними методами – це складна проблема. Для отримання досить простих співвідношень, які дозволяють провести оцінки пружних зміщень часток матеріалу (поля пересувань), задачі вирішуються у визначеній постановці за допомогою певних припущень.

Припустивши, що мікророзриви в матеріалі мають вигляд сферичної порожнини, на поверхні якої напруги падають від початкового рівня до нуля, за умови, що розмір порожнини та виникаючі деформації малі, навантаження має сферичну симетрію і є константою, в роботах [6, 7] отримано вираз для поля пересувань, яке створене хвилями, що розходяться від порожнини:

$$u = \frac{p_0 R^2}{r\sqrt{2}} - \frac{(1+\mu)}{E} \exp\left[-\frac{\delta}{\sqrt{2}}\left(t - \frac{r-R}{c_1}\right)\right] \sin\delta\left(t - \frac{r-R}{c_1}\right) \quad (4)$$

$$\text{при } t > \frac{r-R}{c_1}, \text{ якщо } t < \frac{r-R}{c_1}, \text{ то } u = 0,$$

де  $\delta = \frac{2\sqrt{2}c_1}{2R}$ ;  $R$  – радіус сферичної порожнини;  $r$  – радіальна координата ( $r \gg R$ );  $\mu$  – коефіцієнт Пуассона;  $E$  – модуль пружності;  $c_1$  – швидкість поздовжніх хвиль.

Форма хвилі зміщення, у відповідності з формулою (4), є затухаючою синусоїдою з максимальною енергією в першій півхвилі. Подібний результат отримано Гріном Р.Е. в роботах [8, 9], який також відмічає необхідність аналізу першої півхвилі, що несе інформацію про параметри дефекту, який розвивається.

Форма сигналів АЕ та можливі причини виникнення перегинів на їх фронтах проаналізовані в роботі [10]. Для побудови моделі випромінювання пружної хвилі припускається, що в напруженому тілі при виникненні або зростанні тріщини виникають області розгрузки, які прилягають до країв тріщини, а сама тріщина є точковим джерелом випромінювання. Модель побудована таким чином, що при визначених початкових та граничних умовах закон зміни  $\partial U / \partial t$  ( $U$  – пружні зміщення) повторює закон зміни напруги в точковому джерелі, отже задача зводиться до знаходження закону зміни напруг в точковому джерелі. Машинне моделювання проводилося для області розвантаження у вигляді еліпса з осями  $L$  та  $\ell$  ( $L = 2\ell$ ,  $\ell$  – довжина тріщини), за умови, що вся виділена енергія при утворенні нових поверхонь переходить в енергію пружних хвиль, без урахування спрямованості випромінювання, та має форму куполу або піку. На рис.3 наведено імпульс розвантаження при утворенні та зростанні тріщини з постійною швидкістю.

Якщо швидкість зростання тріщини не залишається постійною, то на фронтах імпульсу розвантаження з'являються перегини. При цьому збільшення швидкості зростання тріщини призводить до появи перегину на передньому фронті імпульсу розвантаження, а її зниження – до появи перегину на задньому фронті. Отримані результати розрахунків перевірялися експериментально методом фотопружності при утворенні тріщини в скляній пластині та підтвердили їх відповідність розрахункам.

Робіт, пов'язаних з моделюванням випромінювання пружних хвиль при розв'язанні динамічних задач для тіл зі стаціонарними тріщинами, які розповсюджуються, для тріщин нормального відриву, поперечного та поздовжнього зсуву, достатньо багато. Найбільш

повне уявлення про задачі, які розв'язуються, виведені співвідношення та отримані результати наведене в роботах [4, 11, 12].

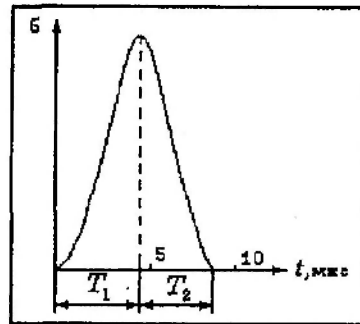


Рис.3. Імпульс розвантаження, який генерується при утворенні тріщини довжиною 17 мм:  $v_p/v_{zv} = 0,5$  ( $v_p$  – швидкість зростання тріщини;  $v_{zv}$  – швидкість звуку);  $T_1, T_2$  – тривалість переднього та заднього фронтів зміни напруг

Різноманітні дослідження механізмів протікання фізичних процесів відображають безліч елементарних подій, які відбуваються на достатньо коротких проміжках часу і породжують сигнали АЕ. Відсутність загальних закономірностей, що кількісно описують феноменологію акустичного випромінювання, дозволяє розглядати потік сигналів АЕ як випадкову послідовність імпульсів, у яких випадкові час виникнення та амплітуда, до якої в повному обсязі можна пристосувати імовірнісно-статистичні підходи (дивись роботу [13]). Із припущенням, що послідовність імпульсів АЕ – це результат утворення або загибелі деякого мікрооб'єму (структурного елемента), число існуючих елементів  $n(t)$  – дискретна випадкова функція часу, яка залежить від кількості утворених або зруйнованих елементів та  $n(t)$  визначається кількістю елементів в деякий минулий момент часу, в роботі [14]  $n(t)$  розглядається як двокомпонентний Марківський процес, для якого активність АЕ:

$$N(t) = \lambda(n, t) + \eta(n, t),$$

де  $\lambda(n, t)$  – швидкість утворення елементів;  $\eta(n, t)$  – швидкість руйнування елементів.

Припускаючи, що швидкість утворення елементів не залежить від кількості існуючих елементів  $\lambda(n, t) \equiv \lambda(t)$ , а імовірність руйнування елементів пропорційна їх кількості:  $\eta(n, t) = \mu(t) n(t)$ , де  $\mu(t)$  – кількість елементів, що розпадаються за одиницю часу, віднесені до кількості елементів які були до розпаду, активність АЕ

$$N(t) = \lambda(t) + \mu(t) n(t).$$

Використовуючи апарат теорії дискретних Марківських процесів та проводячи належні перетворення для середньої швидкості рахунку АЕ (активності), отримано в роботі [14] співвідношення при нульовому рівні дискримінації:

$$\dot{N}(t) = 2\lambda_{\infty} + \left\{ n_0 [\mu_0 + \Delta\mu \cdot 1(t) - \lambda_{\infty}] + \frac{\Delta\lambda \mu_{\infty} \tau_{\lambda}}{\tau_{\infty} \tau - 1} \right\} \exp(-\mu_{\infty} \Delta t) - \frac{\Delta\lambda (2\mu_{\infty} \tau_{\infty} - 1)}{\mu_{\infty} \tau - 1} \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_{\lambda}}\right), \quad (5)$$

де індекси '0' та ' $\infty$ ' визначають початкові та кінцеві стаціонарні значення параметрів;  $\Delta\lambda = \lambda_{\infty} - \lambda_0$ ;  $\Delta\mu = \mu_{\infty} - \mu_0$ ;  $\tau_{\lambda}, \tau_{\mu}$  – час релаксації, який відповідає встановленню зміни швидкостей утворення та руйнування елементів.

Співвідношення (5) отримано з урахуванням припущення, що  $\Delta\mu \cdot \tau_\mu \rightarrow 0$ . Проведені авторами розрахунки показали, що при деяких співвідношеннях параметрів залежності схожі на якісному рівні з отриманими при пластичному деформуванні, оскільки в реальних умовах рівень дискримінації відрізняється від нуля.

В кінетичній концепції міцності руйнування розглядається як результат термоактивованого зародження ансамблю мікротріщин, їх злиття з подальшим зростанням макротріщини. При цьому довговічність зразка описано формулою Журкова (дивись роботу [15]):

$$\tau = \tau_0 \exp\left[\frac{U_0 - \gamma P(t)}{kT}\right], \quad (6)$$

де  $\tau_0$  – період атомного коливання;  $U_0$  – енергія активації;  $\gamma$  – структурно чутливий параметр матеріалу;  $P(t)$  – прикладене змінне навантаження;  $T$  – абсолютна температура;  $k$  – постійна Больцмана.

Спираючись на ці положення, в роботі [16] розглянута модель випромінювання імпульсного потоку АЕ при таких припущеннях. Матеріал складається з  $N$  комірок. Кожна з комірок має критичну напругу розриву  $\sigma$ , а весь матеріал характеризується певною функцією розподілу комірок по міцності в початковий момент часу  $N(\sigma, 0)$ . Під час руйнування кожна комірка випромінює один імпульс АЕ, а під час прикладення до матеріалу змінюваного в часі навантаження  $P(t)$  відбувається термоактивоване та механічне руйнування комірок. При цьому комірки з  $\sigma > P(t)$  очікують термоактивоване руйнування на протязі часу  $t_1$ , який визначається згідно виразу

$$\int_0^{t_1} \frac{\partial t}{\tau[P(t)]} = 1,$$

де

$$\tau = \tau_0 \exp\left[\frac{U_0}{kT} \left(1 - \frac{P(t)}{\sigma}\right)\right],$$

та вносять вклад в інтенсивність АЕ  $N_r(t)$ . Комірки з  $\sigma < P(t)$  руйнуються механічно (атермічно) та вносять вклад в інтенсивність АЕ  $N_m(t)$ . А кількість комірок, зруйнованих в одиницю часу, буде дорівнювати інтенсивності АЕ. Допускаючи, що навантаження, прикладене до матеріалу, змінюється з постійною швидкістю згідно закону  $\dot{P} = q$ , а початковий закон розподілу комірок по міцності є функція виду

$$N(\alpha, 0) = C \alpha e^{-\alpha/\chi},$$

де  $\chi = \gamma \frac{\sigma_\tau \sigma_{\text{пл}}}{\sigma_m}$ ;  $\sigma_\tau$  – межа текучості;  $\sigma_{\text{пл}}$  – межа пропорційності;  $\sigma_m$  – теоретична міцність комірки;  $\alpha = \sigma_m/\sigma$ ;  $C$  – постійна, отримано загальний вираз для інтенсивності АЕ:

$$\dot{N}(t) = \frac{N_0 \exp\left(-\frac{\sigma_\tau \sigma_{\text{пл}}}{\sigma_m}\right)}{\frac{\sigma_\tau \sigma_{\text{пл}}}{\sigma_m} + \gamma} \cdot \frac{\sigma_\tau \sigma_{\text{пл}}}{q} \cdot \frac{1}{t^2} \left[ \exp\left(-\frac{\sigma_\tau \sigma_{\text{пл}}}{e\gamma q t}\right) + \left(\frac{\sigma_\tau \sigma_{\text{пл}}}{e\gamma q t} - 1\right) \exp\left(-\frac{\sigma_\tau \sigma_{\text{пл}}}{e\gamma q t}\right) \right],$$

де  $N_0$  – початкова кількість комірок.

Порівняння розрахункових та експериментальних даних під час проведення випробувань зразків з алюмінієвого сплаву Д16Т показали задовільне співпадання. Як відмітили ав-

тори даної моделі, можливе її використання для розв'язання зворотної задачі, тобто за інтенсивністю АЕ визначати критичну напругу в матеріалі та характер термоактивованого руйнування.

Формула Журкова (6) покладена в основу структурно-імітаційної моделі, яка розглянута в роботі [17], коли неоднорідність стану матеріалу характеризується розкидом часу до руйнування елементу по елементах та залежить від структурно-чутливого коефіцієнта  $\gamma$ . Пошкодження матеріалу визначається концентрацією  $C$  мікротріщин, зростання яких в часі описують виразом:

$$C(t) = C_0 \int_{\omega}^{\omega + \Delta\omega} \psi(\omega') \left\{ 1 - \exp \left( - \int_0^t \frac{\partial t'}{\theta(\omega'(t'))} \right) \right\} d\omega,$$

де  $C_0$  – концентрація структурних елементів в розглянутому об'ємі;  $\omega = \gamma\sigma / KT$ ;  $\gamma$  – структурно-чутливий коефіцієнт;  $K$  – константа;  $T$  – абсолютна температура;  $\sigma$  – напруга на елементі;  $\Delta\omega$  – надійний інтервал розкиду  $\omega'$  по структурним елементам;  $\psi(\omega')$  – функція щільності розподілу значень  $\omega'$  по структурних елементах, яка описана розподілом Вейбула.

При зростанні концентрації  $C$  у будь-якій області до деякої критичної величини мікротріщини об'єднуються та утворюють тріщину більш високого рангу. Далі відбувається їх об'єднання, що призводить до руйнування матеріалу. Із всієї сукупності випромінюваних з матеріалу хвиль енергією  $E_c$  апаратура АЕ реєструє тільки частину, яка потрапляє в діапазон, обмежений верхнім  $E_c^B$  та нижнім  $E_c^H$  рівнями дискримінації. Кількість імпульсів сигналів АЕ, які реєструються в часі:

$$N_{\Sigma}(t) = k_{ae} V C(t),$$

– сумарний рахунок

$$N(t) = K_{ae} V C(t),$$

– активність та швидкість рахунку

$$\dot{N}_{\Sigma}(t) = \frac{\partial N_{\Sigma}(t)}{\partial t},$$

$$\dot{N}(t) = \frac{\partial N(t)}{\partial t},$$

де

$$k_{ae} = \frac{N_{\Sigma}}{N_{тр}} = \int_{E_c^H}^{E_c^B} \Phi(E_c) dE_c,$$

$$K_{ae} = \frac{f}{2\pi\eta_3} \ln \left( \sqrt{\frac{E_c^B}{E_c^H}} \right) k_{ae},$$

де  $N_{тр}$  – загальна кількість мікротріщин, утворених в момент реєстрації АЕ;  $\Phi(E_c)$  – функція щільності розподілу  $E_c$ ;  $V$  – об'єм матеріалу, який контролюється;  $f$  – частота хвилі;  $\eta_3$  – параметр розподілення.

Згідно з думкою авторів, наведені співвідношення описують тимчасові залежності параметрів АЕ на етапі делокалізованого руйнування будь-якого масштабного рівня в умовах неоднорідності структурно-напруженого стану матеріалу. При цьому в першу чергу руйнуються та випромінюють пружну хвилю, вибуваючи з процесу, найменш довговічні структур-



ні елементи, що обумовлює тимчасову неоднорідність процесу руйнування та дозволяє проводити кількісні оцінки даного процесу.

Ідея про єдність дискретного будування кристалів та хвильової природи фізичних процесів в твердих тілах покладена в основу автоколивальної моделі акустичної емісії, яка наведена в роботі [18]. При цьому будь-яка динамічна перебудова твердого тіла та випромінювання дефектами акустичних та електромагнітних хвиль розглядаються як результат взаємодії флуктуацій рідини та поля. Такий підхід відповідає моделі твердого тіла Дебая, згідно якій в стані термодинамічної рівноваги тепловий рух – це суперпозиція пружних механічних та теплових флуктуацій. Перші – проявляються в формі акустичних хвиль, а другі – зв'язані з місцевими коливаннями температури та питомої ентропії. Якщо розглядати ідеальну кристалічну решітку, то поблизу стану рівноваги коливання атомів (які підтримуються тим або іншим джерелом, зокрема за рахунок власних флуктуацій) виникають мимовільно. Даний процес можна вважати автоколивальним з м'яким режимом збудження (дивись роботу [19]). Введення в кристалічну решітку будь-яких типів дефектів – точкових, лінійних, поверхневих, об'ємних – перетворює систему в автоколивальну з жорстким режимом збудження, тобто в релаксаційний генератор з довготривалістю повільних та швидких процесів релаксації. Автоколивальна система припускає, що частина виникаючого випромінювання вертається назад для підтримки автоколивального режиму, тобто поблизу дефектів решітки кожний елементарний об'єм – це відкрита термодинамічна система, яка дисипує частину енергії, яка надходить від зовнішнього джерела. Фактично дефекти решітки – це селективні системи, здатні до резонансного поглинання та випромінювання акустичної та електромагнітної енергії. Дисипативна крива (рис.4.) описана виразом:

$$f = f_0 \operatorname{cth}\left(\frac{f_0}{BV}\right) - \frac{f_0}{F} \operatorname{cth}\left(\frac{BV}{f_0 C}\right), \quad 0 < V < V_m,$$

де  $f_0 = \sigma_p b$ ;  $\sigma_p$  – напруга старту;  $b$  – вектор Бюргерса;  $A, B, C$  – коефіцієнти, які залежать від швидкості та закону руху джерела;  $V$  – відносна швидкість руху джерела.

Генерація акустичних хвиль виникає, якщо посилення хвиль напруг перевищує втрати на дисипацію енергії, що є пороговим ефектом та характеризується напругою старту  $\sigma_p$ , критичними швидкостями автоколивань  $V^*$  та авторезонансу  $V_m$  (рис.4). Гранична швидкість атомів в пружній хвилі ( $V_b$ ) визначається виразом

$$V_b = \frac{h}{m \lambda_D},$$

$$V_m = \sqrt{V_b c}, \quad V_a = \sqrt{V_m c}, \quad \lambda_D \cong 2.6 a,$$

де  $V_b$  – гранична швидкість атомів в пружній хвилі;  $V_m$  – швидкість авторезонансу;  $V_a$  – швидкість розповсюдження авторезонансного руйнування;  $\lambda_D$  – гранична довжина акустичної хвилі;  $a$  – міжатомна відстань;  $c$  – швидкість звуку;  $m$  – маса атому;  $h$  – постійна Планка.

Якщо швидкість  $V_b$  визначає границю розподілу зони автозбудження ( $V \leq V_b$  – хвильова зона,  $V > V_b$  – нехвильова зона), тоді  $V_m$  – визначає швидкість розповсюдження цієї границі (поверхня розриву). Руйнування настає в результаті авторезонансу з втратою коливальної стійкості кристалу, що відбувається при  $V \geq V_m$ .

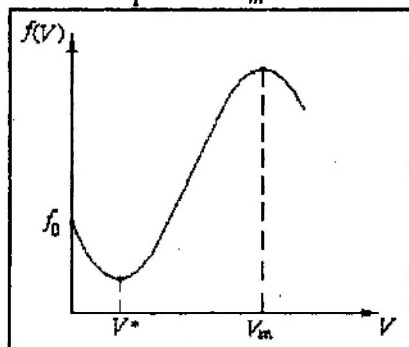


Рис.4. Характеристика сили тертя в автоколивальній моделі кристалу

В роботі [18], розглядаючи властивість тотожності, що нівелює різницю між дефектами при досягненні граничної швидкості, отримано зв'язок між тривалістю повільних та швидких процесів релаксації:

$$T = \tau \exp [(U_0 - \mu_p) / kT], \quad (7)$$

де  $\tau = \ell^2 / ac$  – довжина швидких процесів релаксації;  $\ell^2 = \delta \lambda$  – поперечний розмір нехвильової зони збудження;  $\delta$  – поздовжній розмір нехвильової зони збудження;  $\lambda$  – ефективна довжина випромінюючої хвилі;  $U$  – енергія міжатомного зв'язку ( $U_0 \equiv mc^2$ );  $\mu_p = (\sigma + p_\Sigma)$  – хемічний потенціал;  $\sigma$  – зовнішнє поле;  $p_\Sigma$  – автоакустичне поле;  $T$  – абсолютна температура.

Вираз (7) співпадає з відомою формулою Журкова (1.6). Якщо  $\ell \equiv a$  та  $\sigma \gg p_\Sigma$ , тоді

$$T = \tau_0 \exp [(U_0 - \sigma\gamma) / kT], \quad \tau_0 = a/c,$$

де  $\gamma$  – активаційний об'єм.

Якщо  $\ell \gg a$  та  $\mu_p \rightarrow \tilde{U}_0$ , виникає авторезонанс, тривалість результуючого імпульсу скорочується, амплітуда тиску досягає теоретичної міцності твердого тіла та відбувається його руйнування, тобто руйнування – це результат розриву автоакустичними збудженнями найбільш напружених зв'язків. При цьому режим квазіперіодичних автоколиваний можна розглядати як стаціонарну, виникнення стахостичних автоколиваний – як прискорену, а авторезонанси – як нестійку стадію передруйнівного стану.

Більшість моделей випромінювання АЕ, яка виникає в матеріалах під час протікання тих або інших процесів, показує, що імпульс, який формується, в основному однополярний та має пікоподібну форму. Побудовані моделі джерел випромінювання використовуються не тільки для опису процесу випромінювання пружних хвиль, але і для оцінки параметрів дефектів, які розвиваються, за параметрами зареєстрованих сигналів. Різноманітні підходи, які застосовані для побудови моделей АЕ, націлені на опис процесів формування індивідуальних сигналів АЕ, а також процесів формування імпульсних потоків АЕ. Отримані співвідношення, засновані на визначених припущеннях у рамках існуючих описів протікання різноманіт-

них фізичних процесів, використовуються для пояснення характеру змін акустичних діаграм та оцінки параметрів АЕ, які несуть інформацію про параметри протікаючих процесів (оцінки інформативності параметрів, які реєструються). Разом з тим, через значні труднощі фізичної інтерпретації інформації про сигнали АЕ, в практичному додатку використовуються емпіричні залежності, отримані за підсумками обробки експериментальних даних при проведенні натурних випробувань або випробувань спеціально виготовлених зразків.

Необхідно відмітити, що моделі сигналів АЕ в основному зв'язані з руйнуванням матеріалів. В той же час дослідження показують, що явище АЕ супроводжує широкий спектр фізико-хімічних процесів, які відносяться не тільки до руйнування структури, але й до її формування, включаючи і протікання хімічних реакцій, тобто явище АЕ має більш глибоку природу, що потребує подальших досліджень.

### Список літератури

1. *Иванов В.И., Белов В.М.* Акусто-эмиссионный контроль сварки и сварных соединений. – М: Машиностроение, 1981. – 184 с.
2. *Бойко В.С., Гарбер Р.И., Кривенко Л.Ф.* Звуковая эмиссия при аннигиляции дислокационного скопления // Физика твердого тела. – 1974. – 16. – Вып. 1. – С. 1233–1235.
3. *Бойко В.С.* Экспериментальные исследования элементарных дислокационных механизмов акустической эмиссии. // Акустическая эмиссия материалов и конструкций. 1-я Всес. конф.: Ростов-на-Дону, 1989. – Ч 1. – С. 19–25.
4. *Аки К., Ричардс П.* Количественная сейсмология. Теория и методы. – М: Мир, 1983. – Т1. – 520 с.
5. *Иванов В.И.* Акустическая эмиссия в процессе когерентного разрушения // Доклады АН СССР. – 287, 1986. – № 2. – С. 302–306.
6. *Авербух И.И., Вайнберг В.Е.* Излучение упругих волн развивающимся дефектом // В сб.: "Проблемы неразрушающего контроля". – Кишинев: Изд-во ШТИИИЦА, 1973. – С. 228–236.
7. *Грешников В.А., Дробот Ю.В.* Акустическая эмиссия. Применение для испытаний материалов и изделий. – М: Изд-во стандартов, 1976. – 272 с.
8. *Грин Р.Е.* Характеристика источников акустической эмиссии для оценки прочности конструкций // Акустическая эмиссия в диагностике предразрушающего состояния и прогнозирования разрушения сварных конструкций: Докл. I Межд. школы стран членов СЭВ (Варна, октябрь, 1986). – 1986. – С. 26–36.
9. *Green R.E.* Basic wave analysis of acoustic emission // Prot.conf. on Mechan. of NDT (Virginia, 10–12 Sept., 1980). New-York, London. – 1980. – P. 55–76.
10. *Куксенко В.С., Станциу С.А., Томилин Н.Г.* Оценка размеров трещин и областей разгрузки по параметрам акустических сигналов // Механика композиционных материалов. – 1983. – № 3. – С. 536–543.
11. *Андрейкив А.Е., Лысак Н.В.* Метод акустической эмиссии в исследовании процессов разрушения. – Киев: Наукова думка, 1989. – 176 с.

12. Саатов Я.У., Быковцев А.С., Хамидов Л.А. Сейсмологические задачи механики. – Ташкент: Мехнат, 1985. – 275 с.

13. Бабак В.П., Хандецький В.С., Шрюфер Е. Обробка сигналів. – К.: Либідь, 1996. – 392 с.

14. Баранов В.М. Акустические измерения в ядерной энергетике. М: Энергоатомиздат, 1990. – 320 с.

15. Маламедов И.М. Физические основы надежности. Л.: Энергия, 1970. – 152 с.

16. Вайнберг В.Е., Кантор А.Ш., Лунашку Р.Г. Применение кинетической концепции разрушения для расчета интенсивности акустической эмиссии // Дефектоскопия. – 1976. – №3. – С.89–96.

17. Носов В.В., Потапов А.И. Структурно-иммитационная модель параметров акустической эмиссии // Дефектоскопия. – 1996. – № 6. – С.30–38.

18. Бовенко В.Н. Автоколебательная модель акустической эмиссии при деформации и разрушении твердых тел. // Акустическая эмиссия материалов и конструкций. 1-я Всес. конф.: Ростов-на-Дону, 1989. – Ч 1. – С.25–30.

19. Бовенко В.Н. Связь автоакустической эмиссии с предразрушающим состоянием кристаллов. // Доклады АН СССР. – 1983. – 271. – № 5. – С.1086–1090.

Стаття надійшла до редакції 10 жовтня 1998 року.



**Віталій Павлович Бабак** (1954) закінчив у 1977 році Київський політехнічний інститут. Доктор технічних наук професор завідувач кафедри наукових, аналітичних і екологічних приладів та систем НТУУ “КПІ”. Має понад 160 наукових праць в області обробки сигналів та ультразвуку в технічній діагностиці.

**V.P. Babak** (b.1954) graduated from Kyiv Politechnical Institute in 1977. Dsc (Eng.), professor, head of Scientific, analytical and ecological devices and systems Department of National Technical University of the Ukraine “KPI”. Author of more than 160 publication in the fields of signals analyses and ultrasound in the technical diagnostic.



**Сергій Федорович Філоненко** (1954) закінчив у 1977 році Київський політехнічний інститут. Кандидат технічних наук старший науковий співробітник кафедри наукових, аналітичних і екологічних приладів та систем НТУУ “КПІ”. Має понад 60 наукових праць в області акустичної емісії в технічній діагностиці.

**S.F. Filonenko** (b.1954) graduated from Kyiv Politechnical Institute in 1977. Candidate of science (Eng.), senior scientific research of “Scientific, analytical and ecological devises and systems” Department of National Technical University of the Ukraine “KPI”. Author of more than 60 publication in the fields of acoustic emission in the technical diagnostic.